

УДК 551.46

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИДОННОГО СУСПЕНЗИОННОГО ТЕЧЕНИЯ ПО ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОМУ СОСТАВУ ЕГО ЧАСТИЦ

Ю. Г. Пыркин, И. Н. Иванова

(кафедра физики моря и вод суши)

E-mail: psiwc48@phys.msu.ru

В статье приводится функциональная оценка турбулентной структуры придонных суспензионных потоков. Для этого используются соотношение для параметра стратификации и сформулированные на основе натуральных и лабораторных экспериментальных данных требования для выбора вертикальных распределений объемных концентраций суспензии. Этот результат дает возможность оценивать некоторые важные параметры придонного суспензионного потока.

Океанология предыдущих лет, в особенности зарубежная, занимается интенсивным изучением придонной области Мирового океана, и тем не менее эта область все еще является пробелом в системе наших знаний о процессах, протекающих на больших глубинах в пограничной зоне вода–дно.

Для физических исследований в этой зоне наиболее важными направлениями являются исследования динамики потоков у дна, их турбулентной структуры, закономерности формирования придонных плотностных потоков у дна, причины их поразительной устойчивости и т. д. Особый интерес представляет взаимодействие синоптических атмосферных вихрей с океаном, что часто приводит к возникновению «придонных штормов», в которых значения скорости течения достигают 70 см/с. Такие течения поднимают со дна илистые частицы и создают придонные суспензионные потоки. Приведенный пример убедительно свидетельствует о необходимости экспериментальных исследований параметров придонных вод, движущихся по разным причинам. Особого внимания требует исследование их турбулентной структуры, которая во многом определяет, в частности, устойчивость таких придонных течений.

Длительное существование придонных суспензионных течений связано с существенным замедлением (по сравнению со стоковым) скорости выпадения твердых частиц из потока. Причиной этого может быть результат проявления различных видов взаимодействия твердых частиц и потока жидкости [1]. Вероятно, главным из них является энергообмен между твердой и жидкой фазами в турбулентном потоке. Об этом достаточно убедительно свидетельствуют полученные нами в натуральных условиях вблизи дна [2] распределения по глубине относительного содержания частиц размером 10–15 мкм и нормированного на максимальное значение модуля генерации турбулентной энергии (рис. 1). Приведенные кривые показывают увеличение концентрации частиц в энергоактивных зонах придонного плотностного потока.

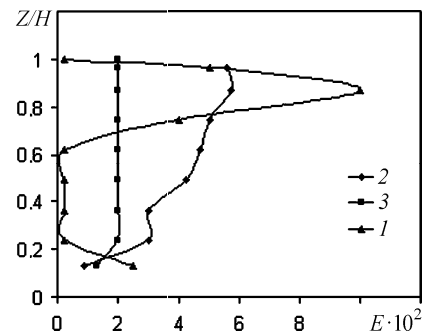


Рис. 1. Профиль параметра стратификации, рассчитанный для лабораторного потока: 1 — для фракции 8–12 мкм, 2 — для фракции 8–12 и 16–20 мкм, 3 — для фракций 2–4 мкм, 4–8 мкм, 8–16 мкм, 16–32 мкм

Однако следует отметить, что получение данных о турбулентной структуре, в частности о придонных суспензионных потоках на больших океанских глубинах, сопряжено с весьма большими методическими и техническими трудностями. Это связано с необходимостью использовать достаточно точную автономную высокочувствительную аппаратуру, способную регистрировать микро пульсации компонент скорости течения. Кроме того, нужно иметь носитель, устанавливаемый на дно, на который крепится аппаратура. Поэтому исследование структуры турбулентных характеристик (пусть даже функционально) придонных плотностных потоков, которое можно получить более простыми способами (например, по гранулометрическому составу твердых фракций на разных уровнях потока), является актуальной задачей.

Вертикальное распределение твердых частиц в придонном суспензионном потоке при неизменных гидродинамических условиях зависит от скорости оседания взвешенных частиц, определяемой их размером, плотностью, формой и энергообменом между взвешенными частицами и турбулентным потоком. Используемые системы уравнений для теоретического анализа взаимодействия взвешенных частиц и потока оказываются незамкнутыми. Для замыкания системы иногда используется подход, применя-

емый для анализа устойчиво стратифицированного погранслоя в атмосфере, адаптированный к взвешенным наносам вблизи морского дна [3].

Взаимодействие твердых частиц и потока учитывается с помощью параметра стратификации E , характеризующего затраты турбулентной энергии потока на поддержание частиц во взвеси:

$$E = \frac{\chi z_i \sum_{i=1}^N (\rho_m - \rho) g S_i \omega_i}{\rho u_*^3}, \quad (1)$$

где ω_i и S_i — скорость осаждения частиц в спокойной воде и объемная концентрация частиц i -й фракции на горизонте z_i , N — количество фракций во взвеси, χ — постоянная Кармана, ρ_m и ρ — плотность частиц и воды, u_* — скорость трения. Параметр стратификации E вводится как отношение z к L , где L — радиус действия плавучести на турбулентный обмен.

Представляет интерес оценка вертикального профиля параметра стратификации в придонном суспензионном потоке, которая дает возможность судить о структуре турбулентности (по крайней мере, функционально). Однако наш опыт подсказывает, что, используя соотношение (1) для расчетов, следует брать только ту или те фракции, которые активно поглощают турбулентную энергию и образуют в потоке зоны накопления частиц этих фракций. Использование же для оценки вертикальной структуры параметра стратификации суммы объемных концентраций и скорости осаждения частиц всех размеров, приводит к искажению результатов.

На рис. 1 приведены вертикальные профили параметра стратификации, рассчитанные для одной, сумм двух и трех фракций. Кривая 1 характеризует вертикальный профиль параметра стратификации для суспензии с частицами одной фракции, 2 и 3 — для сумм двух и трех фракций. Наличие двух максимумов на кривой 1 связано с зонами повышенной генерации турбулентной энергии. Об этом свидетельствуют кривые, приведенные на рис. 2, которые характеризуют полученные нами в натуральных условиях распределения по глубине: 1 — относительное содержание частиц одной из фракций и 2 — нормированное значение модуля генерации турбулентной энергии. Профили же стратификации, полученные для сумм двух и трех фракций (кривые 2 и 3 на рис. 1), не имеют максимумов, а следовательно, функционально не могут характеризовать структуру турбулентности придонного суспензионного потока.

Сравнение кривых, приведенных на рис. 1 и 2, показывает неплохое функциональное соответствие параметра стратификации для одной фракции (рис. 1) к модулю генерации турбулентной энергии (рис. 2). Обе кривые имеют два максимума вблизи нижней и верхней границ течения, характерных для структуры турбулентности придонных плотностных потоков. Разница максимальных значений может быть обусловлена перемежаемостью зон повышенных и пони-

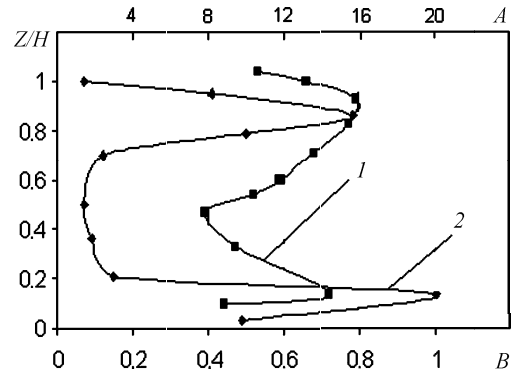


Рис. 2. Распределение по глубине относительных величин содержания частиц A размером 10–15 мкм (1) и нормированных на максимальное значение величин модуля генерации турбулентной энергии B (2). Здесь $A = n_i/N \cdot 100\%$,

$$B = \left| -\rho \overline{u_i w_i} \frac{d\bar{u}}{dz} \right| / \left| -\rho \overline{u_i w_i} \frac{d\bar{u}}{dz} \right|_{\max}$$

женных значений параметров турбулентности, часто наблюдаемых в суспензионных потоках.

По профилю параметра стратификации можно определить и распределение средней скорости течения. Такие попытки были предприняты для приземного слоя атмосферы. Однако перенести этот метод и применить его для придонного слоя океана затруднительно, поскольку для оценивания скорости течения необходимо задать эмпирический параметр, который для жидкости пока не определен.

Соотношение для параметра стратификации и сформулированные нами на основе натуральных и лабораторных экспериментальных данных требования для выбора вертикальных распределений объемных концентраций позволило оценить, по крайней мере функционально (см. рис. 1. и 2), турбулентную структуру придонного суспензионного потока. Этот результат нам представляется полезным, так как он дает возможность судить о некоторых важных параметрах придонного суспензионного потока.

Величина вязкости жидкости, движущейся в турбулентном режиме, является одним из многих нетривиальных метрологических параметров, определение которых так же сопряжено со многими трудностями. Однако знание вязкости жидкости необходимо практически в любых задачах, связанных с изучением того или иного явления в реальных условиях.

Этот параметр может быть получен путем регистраций значений вертикальных и горизонтальных пульсаций скорости течения с последующим вычислением по известному соотношению (см., напр., [1])

$$-\overline{\rho u' w'} = \nu_{\text{trb}} \frac{d\bar{u}}{dz}, \quad (2)$$

где u' и w' — пульсации горизонтальной и вертикальной составляющей скорости течения жидкости \bar{u} , ν_{trb} — коэффициент турбулентной вязкости, z — вертикальная координата.

Из-за крайне малочисленных экспериментальных данных о реальных скоростях ω_p осаждения мелких частиц в турбулентных потоках в качестве ω_p

используют ее табличное значение, т. е. скорость ω_0 по Стоксу. Это, естественно, применимо только для движения жидкости, близкого к ламинарному. Вместе с тем серия экспериментов [5] свидетельствует об энергообмене между твердой и жидкой фазами в турбулентном потоке, что приводит к замедлению скорости осаждения твердых частиц по сравнению со стоковой на 30–40% в зависимости от размеров частиц и уровня турбулентности.

Теоретические построения, использующие для малых частиц линейную зависимость силы сопротивления от скорости осаждения частиц, не показывают их замедления. Для анализа процесса осаждения крупных частиц (более 0.2 мм) большинство авторов пользуются квадратичной зависимостью силы сопротивления при движении частицы от ее размера. Как правило, оценки проводятся на основе уравнения движения одиночной частицы, что возможно для случая малых концентраций частиц в потоке [6].

Уравнение движения частицы обычно записывается в виде [7]

$$\frac{d\omega_p}{dt} = \frac{F}{\rho_p V} - \frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} g - k \left(\frac{d\omega_p}{dt} - \frac{dw}{dt} \right) + \frac{\rho}{\rho_p} \frac{dw}{dt}, \quad (3)$$

где w — вертикальная компонента скорости жидкости, k — коэффициент присоединенной массы, $V = \pi d^3/6$ — объем частицы, d — ее диаметр, ρ_p — плотность частицы, ρ — плотность жидкости, F — сила сопротивления, возникающая при движении частиц в жидкости:

$$F = -(\pi/8) c_p \rho d^2 |\omega_p| \omega_p. \quad (4)$$

Здесь c_p — коэффициент сопротивления частицы:

$$c_p = \alpha \left(\frac{\omega_p d}{\nu} \right)^{-n}, \quad (5)$$

α — эмпирический коэффициент, зависящий от размера частицы, ν — коэффициент кинетической вязкости, n — параметр нелинейности.

Для малых частиц (менее 70 мкм) коэффициент пропорциональности α обычно полагают постоянным и равным 24, а зависимость силы сопротивления от скорости движения частиц принимается линейной ($n = 1$). В этом случае из уравнения (3) легко получить формулу Стокса:

$$\omega_p = \omega_0 = \frac{1}{18} \frac{\rho_p - \rho}{\rho} \frac{g d^2}{\nu}. \quad (6)$$

В этом случае все частицы одного размера и плотности должны осаждаться с одинаковой скоростью как в ламинарном, так и в турбулентном режиме.

Учесть замедление частиц в турбулентном потоке возможно введением нелинейности в (5), т. е. выбором соответствующего значения n , либо введением в (6) реальных, т. е. турбулентных значений коэффициента вязкости ν_{trb} .

В полуэмпирической теории Л. Прандтля [6] турбулентный коэффициент вязкости определяется соотношением

$$\nu_{\text{trb}} = l^2 \left| \frac{du}{dz} \right|, \quad (7)$$

где l — так называемая длина пути перемешивания. Ряд авторов с успехом использует параметр l для расчета свободной турбулентности [4], например рассматривая смешение струи с окружающей покоящейся жидкостью.

Аналогичная ситуация возникает в экспериментальных работах по исследованию турбулентности, создаваемой колеблющейся решеткой в покоящейся жидкости. Подобная система использовалась нами для исследования замедления твердых частиц в турбулизованной жидкости [9]. Приведенные в этой работе структурные функции, полученные экспериментально, дают вертикальный и горизонтальный размеры турбулентных вихрей, а зарегистрированные средние скорости движения жидкости — их градиенты. Таким образом, отождествляя размеры вихрей с путем смешения Прандтля и используя (7) и (6), легко определить вертикальную скорость твердых частиц в турбулентном потоке. Расчеты показывают, что для этих параметров турбулентности и размеров частиц диаметром 10 мкм скорость их осаждения оказывается на 25% меньше по сравнению со скоростью Стокса, что близко к экспериментальным данным, приведенным в работе [5].

Полученные результаты интересны тем, что дают возможность исследовать обратную задачу, т. е. определять турбулентную вязкость по замедлению скорости твердых частиц относительно скорости этих же частиц по Стоксу.

Литература

1. Фортъе А. Механика суспензий. М., 1971.
2. Пыркин Ю.Г., Силаев М.А. // Метеорология и гидрология. 1997. № 3. С. 103.
3. Adams Ch.E., Weatherly G.K. // J. Geophys. Res. 1981. **86**. P. 4161.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., 1969.
5. Пыркин Ю.Г., Силаев М.А. // Метеорология и гидрология. 1993. № 2. С. 53.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., 1986.
7. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., 1971.
8. Прандтль Л. Гидромеханика. М., 1951.
9. Пыркин Ю.Г., Иванова И.Н., Фролова А.Э. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2003. № 3. С. 31 (Moscow University Phys. Bull. 2003. N 3. P. 38).

Поступила в редакцию
26.04.04